

Тема 6. ТЕРМОДИНАМИКА ГАЗОВОГО ПОТОКА

■ **6.1. УРАВНЕНИЕ ЭНЕРГИИ ГАЗОВОГО ПОТОКА**

- Процессы движения газа, происходящие в различных теплотехнических установках, связаны с преобразованием энергии в газовом потоке. Расчеты рабочих процессов этих установок строятся на общих положениях теории газового потока. Эта теория базируется на основных положениях термодинамики и на ряде допущений, к числу которых относятся следующие:

1. Течение газа установившееся, т.е. в каждом выделенном сечении параметры газа во всех его точках остаются постоянными.
2. От сечения к сечению происходят бесконечно малые изменения параметров газа по сравнению со значениями самих параметров. Течение газа стационарное.

При таких допущениях газ при движении будет проходить ряд последовательных равновесных состояний. Стационарное течение газа описывается системой уравнений, включающей уравнение неразрывности потока, уравнение состояния и уравнение энергии (уравнение 1-го закона термодинамики применительно к газовому потоку).

- Уравнение неразрывности характеризует неизменность массового расхода газа в любом сечении канала при установившемся течении.

- Это уравнение имеет вид $Gv = Fw$

или $G = \rho Fw = \rho_1 F_1 w_1 = \rho_2 F_2 w_2 = const$,

где G – массовый секундный расход газа; F_1, F_2 – площади поперечных сечений канала; w_1, w_2 – скорости в соответствующих сечениях; ρ_1, ρ_2 – плотности газа для тех же сечений потока ($\rho = 1/v$).

- Для одномерного газового потока в соответствии со вторым законом Ньютона (сила равна массе, умноженной на ускорение) можно записать следующее соотношение $\frac{dp}{dx} dV = -w \frac{dw}{dx} \rho dV$, где ρdV –

изменение давления по координате x ; $-w \frac{dw}{dx}$ – изменение скорости по координате x ; ρdV – сила, действующая на выделенный элементарный объем dV ; $\frac{dw}{dx}$ – ускорение элементарной массы газа.

- Последнее соотношение можно переписать в виде $-dp = \rho w dw = \rho d \frac{w^2}{2}$.

- Учитывая, что $\rho = 1/v$, получим $-v dp = d \frac{w^2}{2}$. (6.1)2

- Полученное соотношение показывает, что приращения давления dp и скорости dw имеют разные знаки. Следовательно, скорость одномерного потока возрастает с уменьшением давления.

- Полученное соотношение показывает, что приращения давления dp и скорости dw имеют разные знаки. Следовательно, скорость одномерного потока возрастает с уменьшением давления.

- Величина $-vdp$ совпадает с формулой для располагаемой работы dl в уравнении первого закона термодинамики вида $dq = di - vdp$.

- Отсюда уравнение первого закона термодинамики для газового потока при отсутствии сил тяжести и сил трения в газе примет

- вид
$$dq = di + d\frac{w^2}{2} \quad , (6.2) \text{ где } d(w^2/2) \text{ – приращение}$$

кинетической энергии газа на выделенном участке.

Так как $i = u + pv$, то $dq = d(u + pv) + d\frac{w^2}{2} = du + d(pv) + d\frac{w^2}{2}$
, (6.3)

$$d(pv) = pdv + vdp$$

- где pdv – элементарная работа проталкивания.

- Последнее уравнение показывает, что теплота, сообщаемая газу, затрачивается на изменение внутренней энергии, на работу проталкивания и на изменение внешней кинетической энергии газа.

- Уравнения (6.2), (6.3) являются основными для потоков газа и пара, причем они справедливы как для обратимых (не сопровождающихся действием сил трения), так и для необратимых течений (при

- Последнее уравнение показывает, что теплота, сообщаемая газу, затрачивается на изменение внутренней энергии, на работу проталкивания и на изменение внешней кинетической энергии газа.

- Уравнения (6.2), (6.3) являются основными для потоков газа и пара, причем они справедливы как для обратимых (не сопровождающихся действием сил трения), так и для необратимых течений (при наличии сил трения). При наличии сил трения должна затрачиваться работа трения $l_{тр}$, которая полностью переходит в теплоту $q_{тр}$. Вследствие равенства $l_{тр} = q_{тр}$ обе эти величины, имеющие противоположные знаки, взаимно сокращаются. Уравнение (6.3) с учетом гравитационных сил

принимает вид
$$dq = du + d(pv) + d\frac{w^2}{2} + gdz$$
,

- где gdz – элементарная работа против сил тяжести. Этой составляющей в газах ввиду ее малости обычно пренебрегают.

- При адиабатном течении газа ($dq=0$) уравнение (6.2)

принимает вид
$$di + d\frac{w^2}{2} = 0$$
 .(6.4)

- После интегрирования получим
$$i_1 + \frac{w_1^2}{2} = i_2 + \frac{w_2^2}{2}$$
 .(6.5)

- Таким образом, при адиабатном течении газа сумма удельных энтальпии и кинетической энергии остается неизменной.
- Отметим, что уравнения (6.2), (6.3), (6.4) справедливы в случае, когда газ при своем движении совершает лишь работу расширения и не производит полезной технической работы (например, работа на лопатках турбины и проч.). При совершении технической работы уравнение первого закона термодинамики (3.3) для потока газа

- примет вид
$$dq = du + d(pv) + d\frac{w^2}{2} + dl_{\text{тех}}, \quad (6.6)$$

- где $dl_{\text{тех}}$ – элементарная техническая работа.
- Сравнивая уравнение (6.5) с уравнением первого закона термодинамики (2.17) для расширяющегося, но не перемещающегося

газа, получим
$$dl_{\text{тех}} = dl - d(pv) - d\frac{w^2}{2}.$$

- Таким образом, техническая работа равна работе расширения газа за вычетом работы проталкивания и работы, затрачиваемой на приращение кинетической энергии газа.

6.2. РАСЧЕТ ИСТЕЧЕНИЯ РЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ И ПАРОВ

- В этом случае для расчета преимущественно используется i -диаграмма. Из уравнения энергии газового потока для адиабатного истечения ($dq=0$ при $dl_{\text{тех}}=0$ получаем уравнение (6.4), после интегрирования которого находим

$$\frac{w_2^2 - w_1^2}{2} = i_1 - i_2$$

- При $w_1 \cong 0$ $w_2 = \sqrt{2(i_1 - i_2)}$.
- По этой формуле рассчитывается скорость истечения реального газа с помощью i -диаграммы. Расход газа определяется по формулам:

- если $\beta = \frac{p_2}{p_1} > \beta_{\text{кр}} = \frac{p_{2\text{кр}}}{p_1}$, то $G = \frac{F_2 w_2}{v_2}$, если $\beta < \beta_{\text{кр}}$, то $G = G_{\text{max}} = \frac{F_2 w_{2\text{кр}}}{v_{2\text{кр}}}$

- Критическая скорость $w_{2\text{кр}} = \sqrt{2(i_1 - i_{2\text{кр}})}$

может быть приближенно найдена по формуле для идеального газа, т.е. приняв

$$\beta_{\text{кр}} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}$$

- ($k=1,3$ – для перегретого пара, $k = 1,035 + 0,1x$ – для влажного пара со степенью сухости x).

- При необратимом истечении действительная скорость w будет меньше теоретической w_T , т.к. в этом случае имеют место потери кинетической энергии на трение газа как внутри потока, так и на стенках канала.
- Потеря кинетической энергии будет

$$\Delta E = E_T - E = \frac{w_T^2}{2} - \frac{w^2}{2} = \frac{w_T^2 - \varphi^2 w_T^2}{2} = (1 - \varphi^2) \frac{w_T^2}{2} = \xi \frac{w_T^2}{2},$$

- где $\xi = 1 - \varphi^2$ – коэффициент потерь энергии;
 $\varphi = w/w_T$ – коэффициент скорости.

Отсюда $w = w_T \sqrt{1 - \xi}$ или $w = \varphi w_T$, где $\varphi = \sqrt{1 - \xi}$.

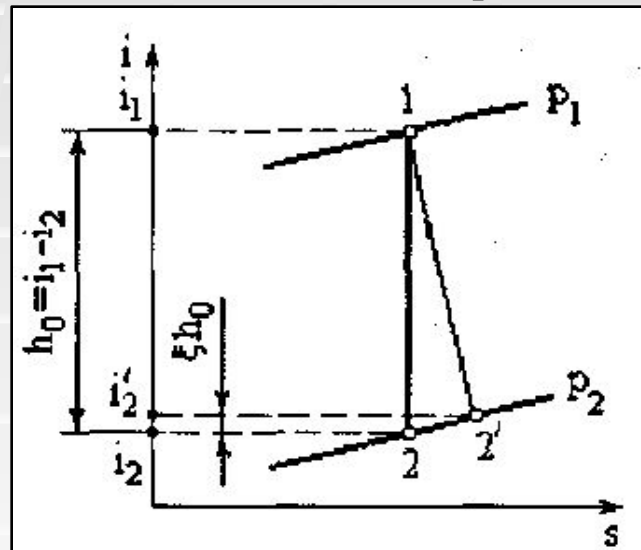


Рис. 6.1.

- На рис. 6.1 процесс 1–2 является теоретическим процессом адиабатного обратимого истечения пара или газа от давления p_1 до давления p_2 ; 1–2' – действительный необратимый процесс истечения. Значение i'_2 находится по формуле

$$i'_2 = i_2 + \xi \cdot h_0, \quad h_0 = i_1 - i_2 \quad .$$

- Эта формула позволяет по значению ξ находить конечную точку 2' действительного процесса истечения. Определив i_2 , по этой формуле находим i'_2 . Проведя изоэнтальпу $i'_2 = \text{const}$ до пересечения с изобарой p_2 , находим конечное состояние процесса истечения – точку 2'.

6.3. АДИАБАТНОЕ ДРОССЕЛИРОВАНИЕ

- Адиабатным дросселированием (или мятием) называется необратимый переход рабочего тела от высокого давления p_1 к низкому давлению p_2 без теплообмена. Дросселирование, близкое к адиабатному, имеет место на практике при прохождении жидкости или газа через вентили, задвижки и измерительные диафрагмы (рис. 6.2).

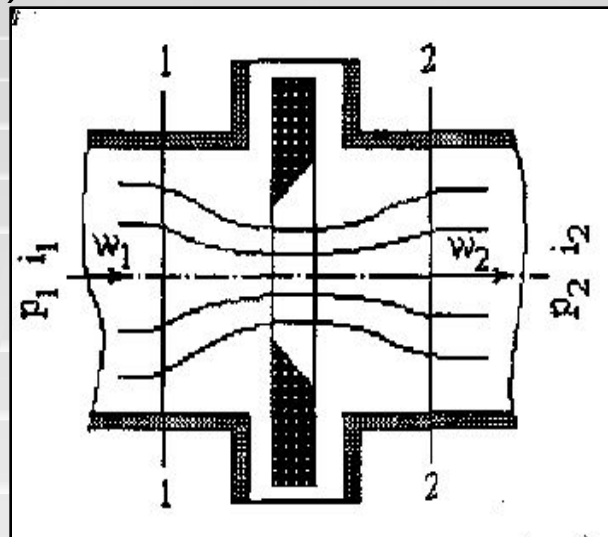


Рис. 6.2.

- Из уравнения энергии газового потока для адиабатного дросселирования ($dq = 0$) при условии $d l_{\text{тех}} = 0$ после интегрирования получаем соотношение (6.5).

- Если сечения канала до (сечение 1–1) и после (сечение 2–2) расширения одинаковы, то $\frac{w_1^2}{2} = \frac{w_2^2}{2}$. Тогда $i_1 = i_2$

и, следовательно, энтальпия газа в результате дросселирования не изменяется. Последнее уравнение является уравнением процесса дросселирования. Оно позволяет с помощью i s – диаграммы по состоянию рабочего тела до дросселирования находить его состояние после дросселирования так, как это показано на рис. 6.3.

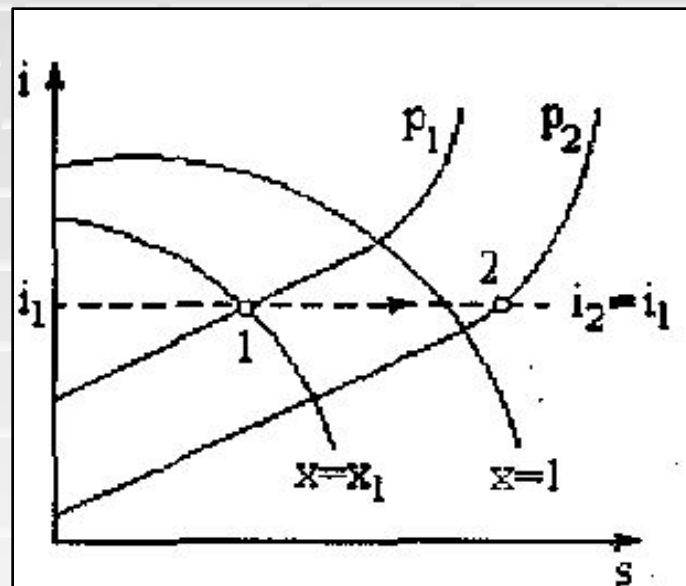


Рис. 6.3.

7.8. ДРОССЕЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ (ЭФФЕКТ ДЖОУЛЯ–ТОМСОНА)

- Дроссельный эффект был обнаружен Джоулем и Томсоном опытным путем в 1852 г. Опытами было установлено, что в результате дросселирования изменяется температура рабочего тела. Это явление было названо эффектом Джоуля-Томсона. Изменение температуры при дросселировании связано с тем, что в каждом реальном газе действуют силы притяжения и отталкивания между молекулами. При дросселировании происходит расширение газа, сопровождающееся увеличением расстояния между ними. Все это приводит к уменьшению внутренней энергии рабочего тела, связанному с затратой работы, что, в свою очередь, приводит к изменению температуры.
- Температура идеального газа в результате дросселирования не изменяется, и эффект Джоуля-Томсона в данном случае равен нулю. Таким образом, изменение температуры реального газа при дросселировании определяется величиной отклонения свойств реального газа от идеального, что связано с действием межмолекулярных сил.

- Дроссельный эффект может быть положительным, отрицательным и равным нулю. Положительный дроссель-эффект имеет место в случае, когда при дросселировании температура газа понижается. Отрицательный – когда повышается. В случае неизменности температуры при дросселировании наблюдается нулевой эффект Джоуля-Томсона.
- Состояние реального газа при дросселировании, когда дроссельный эффект равен нулю, называется точкой инверсии. В этой точке происходит смена знака температурного эффекта. Если температура газа перед дросселированием меньше температуры инверсии, то газ при дросселировании охлаждается, если больше – то нагревается.